

ся в некоторой эффективной периодически неоднородной среде, образованной осциллирующим в пространстве электромагнитным полем. Очевидно, что при произвольной пространственной структуре в такой среде будут иметь место отражения Раби-волн и их взаимные трансформации. Общее решение уравнений движения представляет собой суперпозицию Раби-волн с различными частотами Раби-осцилляций, т.е. волновой пакет. Движении волнового пакета в пространстве сопровождается затуханием Раби-осцилляций из-за коллективной дефазировки. При взаимодействии цепочки с квантовым электромагнитным полем имеют место явления коллапса Раби-волны и ее возрождения, причем возрождение происходит в другой области пространства.

Экспериментальное детектирование Раби-волн может быть выполнено, в частности, по спектру резонансной флуоресценции (дополнительные спектральные линии по сравнению с триплетом Моллоу, их доплеровское смещение и доплеровское уширение). Предсказанный эффект может быть использован в квантовой информатике, квантовом компьютеринге, нелинейной спектроскопии наноструктур.

ЭФФЕКТ ПРОЯВЛЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ В СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СТОКСОВА ИЗЛУЧЕНИЯ ВКР

Д. Г. Зусин, А. С. Грабчиков

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ВКР И ЕГО ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

С классической точки зрения комбинационное рассеяние – это модуляция падающего света молекулярными колебаниями частоты Ω , в результате чего в рассеянном свете появляются компоненты, смещенные относительно частоты падающего излучения на частоту Ω как в большую (антистоксово рассеяние), так и в меньшую стороны (стоксово рассеяние).

ВКР является вынужденным аналогом спонтанного комбинационного рассеяния.

Для отношения длительности импульса к времени дефазировки среды $t_p/T_2 \leq 20$ режим рассеяния будет нестационарным [1]. В нестационарном режиме характеристики выходного излучения определяются, в основном, энергией лазерного импульса. При высокой эффективности преобразования в нестационарном режиме в выходном стоксовом и лазерном импульсах могут появиться пульсации интенсивности во времени.

Генерация стоксова излучения происходит из квантового шума, поэтому будет наблюдаться разброс значений параметров выходного излу-

чения, таких как энергия, интенсивность и т.д. Временная форма стоксова импульса сильно зависит от энергии накачки, и её флуктуации могут проявиться во флуктуациях энергии выходного импульса.

Систему уравнений для нестационарного режима без учета поглощения и дисперсии [1, с. 86], преобразуем, вводя стандартные замены переменных, пренебрегая изменением населенностей в процессе ВКР и осуществляя нормировку. В итоге, получим систему, в которой все величины безразмерны:

$$\frac{\partial q(\xi, \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{\theta_2} q = ik_q e_L e_S^*, \quad (1)$$

$$\frac{\partial e_S(\xi, \theta)}{\partial \xi} = ik_S e_L q^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e_L(\xi, \theta)}{\partial \xi} = ik_L e_S q, \quad (3)$$

где q – нормированная амплитуда колебаний осциллятора, e_L и e_S – нормированные поля лазерной и стоксовой волны, θ_2 – нормированное время дефазировки, k_q , k_S , k_L – нормированные коэффициенты, зависящие от параметров среды и падающего излучения.

Систему решаем методом Рунге – Кутты 4-го порядка с параметрами среды, характерными для кристалла KGW [2]. Длина кристалла 4мм.

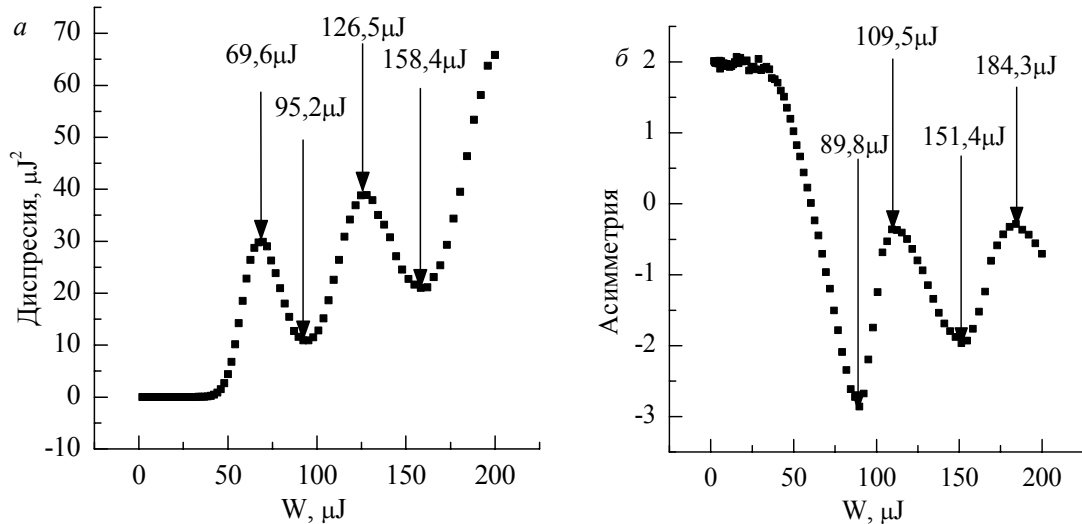


Рис. 1. Асимметрия и дисперсия распределения энергий стоксова импульса при разных энергиях накачки:
экстремумы отмечены стрелками; a – дисперсия, b – асимметрия

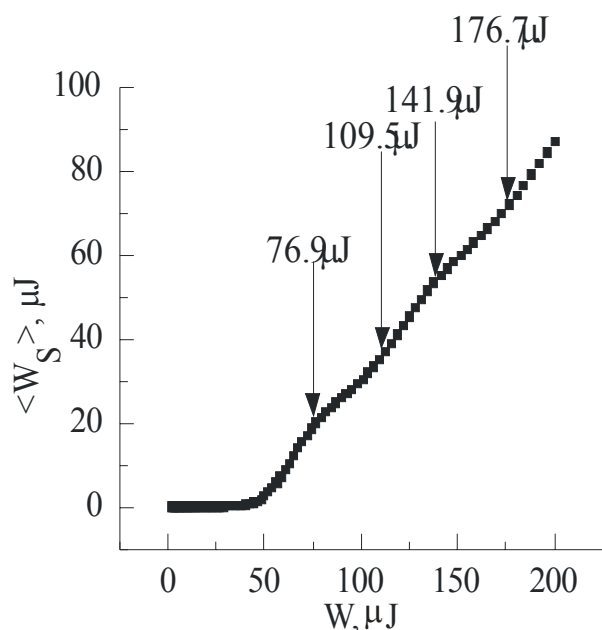


Рис. 2. Средняя стоксова энергия:
точки перегиба отмечены стрелками

возбуждения. Такое поведение распределения энергий выходного стоксова импульса при различных энергиях накачки отличается от поведения, описанного в [3], и проявляется в пульсациях его статистических

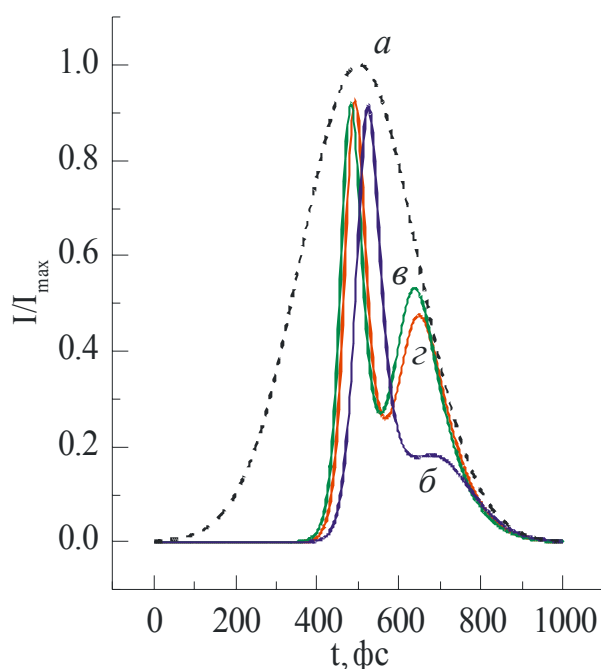


Рис. 3. Временные формы стоксова
импульса:

а – накачка, б, в – стоксовы импульсы на полувысоте
распределения, г – в максимуме

Для волны накачки $\lambda = 800 \text{ нм}$, диаметр пучка 1 мм , длительность 200 фс . В качестве начального условия для q используем гауссов шум.

Полученные в результате решения системы (1–3) распределения энергий стоксова импульса при разных энергиях накачки имеют одну особенность – с ростом энергии накачки изменяется ширина распределений и расстояние между наиболее вероятной и средней энергиями импульса стоксова излучения, причем имеет место схожесть форм распределений при определенных энергиях

характеристик: дисперсии, асимметрии.

ОБСУЖДЕНИЕ

В точках максимума дисперсии (рис. 3 соответствует второму максимуму дисперсии) флуктуации временной формы стоксова импульса проявляются в движении последнего пика в импульсе как целого. В точках минимума дисперсии в целом наблюдается сохранение расчётного временного контура. Флуктуации в данном случае связаны с зарождением дополнительного пика в стоксовом импульсе.

В точках минимума асимметрии, согласно расчёту, зад-

ний фронт стоксова импульса резко падает, а затем затягивается, образуя платформу для появления нового пика. Резкое падение заднего фронта вызвано перекачкой энергии стоксова излучения в импульс накачки. Флуктуации временного стоксова контура, а значит и флуктуации энергии, проявляются в более или менее быстром истощении стоксова импульса на заднем фронте.

В точках максимума асимметрия наиболее близка к нулю, и в расчётных временных формах имеются сильные флуктуации развивающегося нового пика в стоксовом импульсе.

Появление дополнительных пиков в импульсах описано в [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зависимость асимметрии и дисперсии распределения импульсной энергии стоксова излучения от энергии возбуждения имеют немонотонный характер, который обусловлен проявлением временной нестационарности. Это необходимо учитывать для получения энергетически стабильных стоксовых импульсов при ВКР преобразовании.

Литература

1. *Penzkofer A., Lauberau A. and Kaiser W.* High Intensity Raman Interactions / New York, 1979.
2. *Kaminskii A. A., Gruber J. B., Bagaev S. N.* Optical spectroscopy and visible stimulated emission of Dy^{3+} ions in monoclinic $\alpha-KY(WO_4)_2$ and $\alpha-KGd(WO_4)_2$ crystals // *Phys. Rev. B* 13 Mar. 2002. Vol. 65. P. 1–29.
3. *Raymer M. G., Walmsley I. A., Mostowski J. and Sobolewska B.* Quantum theory of spatial and temporal coherence properties of stimulated Raman scattering // *Phys. Rev. A* Vol. 32 Jul. 1985. No. 1. P. 332–344.
4. *Carman R. I., Shimizu F., Wang C. S. and Bloembergen N.* Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering // *Phys. Rev. A* Vol. 2. 1970. P. 60–72.

СУПЕРПОЗИЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

Л. А. Казак

В настоящее время особое внимание при анализе процессов формирования и преобразования световых пучков различного амплитудно-фазового профиля уделяется пучкам с винтовыми возмущениями волнового фронта (сингулярным световым пучкам). Впервые на необычные свойства таких световых пучков было обращено внимание в 1974 году, но интенсивность исследований существенно возросла в последнее десятилетие. Вихревой характер распространения электромагнитного излучения позволяет говорить о так называемых оптических вихрях. Поля такого рода могут возникать при прохождении волны через случайно-неоднородные среды, через многомодовые оптические волокна, в лазер-